

УДК 535.514.2:536.756

В.В. Савуков

**Экспериментальное подтверждение избыточности
аксиоматических принципов статистической физики**

УДК 535.514.2:536.756

«Экспериментальное подтверждение избыточности аксиоматических принципов статистической физики»
БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова – СПб, 2024. – 20 с.: ил. – Библиогр.: 12 назв. – Рус. –

Редакция от 05.09.2022 была депонирована на сайте Корнелльского университета (Cornell University, USA) под названием:
"Experimental confirmation of the redundancy of the axiomatic principles of statistical physics", <https://arxiv.org/abs/2209.02133>

Редакция от 21.11.2022 была депонирована в ВИНТИ РАН (09.01.2023, #0047-B2022) под названием:
"Экспериментальное подтверждение избыточности аксиоматических принципов статистической физики"

РЕФЕРАТ

В процессе компьютерного моделирования наиболее вероятных стационарных макросостояний неэргодических замкнутых систем был получен прогноз о наличии границ применимости базового аксиоматического постулата статистической физики, известного как **Принцип равновероятности каждого реализуемого микросостояния**. При этом для подобных систем термодинамическое равновесие уже не является единственно допустимым стационарным состоянием. Прогнозируется возможность и других наиболее вероятных макросостояний, для которых характерно наличие устойчивой анизотропии поляризационных параметров теплового излучения, заполняющего данные системы. В статье представлены успешные результаты прямой экспериментальной проверки вышеизложенного прогноза на реальной физической установке. Отмечены важные закономерности, присущие использованной математической модели.

Ключевые слова: статистическая физика, аксиоматика, эргодичность, негэнтропия, угол Брюстера, поляризация.

Experimental confirmation of the redundancy of the axiomatic principles of statistical physics

Vladimir V. Savukov

ABSTRACT

In the course of computer modeling of the most probable stationary macrostates of non-ergodic closed systems, a forecast was obtained about the existence of limits of applicability of the basic axiomatic postulate of statistical physics, known as the **Principle of Equiprobability of each realizable microstate**. Moreover, for such systems, thermodynamic equilibrium is no longer the only permissible stationary state. The possibility of other most probable macrostates is predicted, which are characterized by the presence of a stable anisotropy of the polarization parameters of thermal radiation filling these systems. The article presents successful results of direct experimental verification of the above prognosis on a real physical installation. Important regularities inherent in the used mathematical model are noted.

Keywords: statistical physics, axiomatics, ergodicity, negative entropy, Brewster angle, polarization.

OCIS: 000.6590, 260.0260, 260.5430

PACS: 05.10.Ln ; 42.25.Ja

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
Система на основе фазовой дифракционной решётки и её недостатки	5
Неэргодическая система на базе плоского диэлектрического зеркала.....	7
Система с диэлектрическим зеркалом сферической формы	9
Прямая экспериментальная проверка существования прогнозируемого эффекта	11
Обнаруженные закономерности параметров фазового пространства	16
Выводы	19
Список использованной литературы	20



Введение

Настоящая статья публикуется в рамках поискового проекта, посвящённого анализу границ применимости аксиоматических принципов статистической физики [1-3, 5-10, 12]. Существующий аппарат статистической физики равновесных систем базируется на гипотезе о равновероятности всех микросостояний, доступных рассматриваемой замкнутой системе [1]. При этом имеется в виду следующее:

1. Наиболее вероятное стационарное состояние замкнутой (изолированной от внешней среды) физической системы называется равновесным состоянием. Равновесное состояние является макроскопическим. Оно представляет собой совокупность всех доступных системе микросостояний, т. е. таких конкретных состояний, каждое из которых может быть осуществлено при заданном уровне энергии.
2. В каждый фиксированный момент времени равновесное состояние реализуется через одно из составляющих его микросостояний. При этом система с одинаковой вероятностью может быть обнаружена в любом из микросостояний, образующих её равновесное макросостояние.

Пункт 2 данной аксиоматики позволяет декларировать то, как именно должно выглядеть равновесное состояние замкнутой системы, а также определяет направленность стохастических процессов во времени. Последнее означает, что, например, взаимодействие фотонов теплового излучения внутри такой системы с любым находящимся в ней оптическим элементом не способно изменить макроскопические параметры этого излучения, если они уже соответствуют описанному определению равновесного состояния.

Ранее [1-3] было выдвинуто предположение о существовании неэргодических¹ квантовых систем, поведение которых лежит вне "зоны ответственности" статистической физики. Это обусловлено тем, что фазовая траектория каждой квантовой частицы² не является непрерывной на уровне подпространства импульсов. Способность квантовых частиц «исчезать» и «появляться» в различных частях доступного им фазового пространства открывает возможность существования в этом пространстве источников и стоков фазовых траекторий, имеющих не одинаковую плотность в одних и тех же локальных участках фазового объёма. Возникающая в результате устойчивая во времени ненулевая дивергенция потока фазовых траекторий в конкретных частях фазового пространства может сделать данную систему неэргодичной, а её свойства – не сообразными с аксиоматикой статистической физики.

Сказанное дало основания допустить, что при определённых условиях диффузный фотонный газ³ может менять исходное изотропное макросостояние на анизотропное, которое в этих условиях будет более вероятным. Иначе говоря, микросостояния фото-

¹ Свойство эргодичности предполагает достоверность микроканонической гипотезы статистической физики о тождественности результатов усреднения по времени и фазового усреднения при вычислении значений макроскопических параметров системы.

² Применительно к квантовым частицам понятие фазовой траектории может быть сохранено путём его переопределения на основании теоремы Эренфеста [1].

³ Под диффузным фотонным газом здесь понимается неполяризованное некогерентное электромагнитное излучение, для отдельных фотонов которого равновероятна любая угловая ориентация их волновых \mathbf{k} -векторов в геометрическом пространстве.

нов термодинамически равновесного излучения, изначально равномерно заполняющие некоторый объём фазового пространства, могут быть в нём перераспределены вследствие "расщепления" фазовых траекторий единичных фотонов на множественные когерентные каналы рассеяния, например, на дифракционные порядки – после взаимодействия излучения с решёткой. Если решётка является составной частью замкнутой физической системы, то больцмановская энтропия такой системы способна уменьшаться с течением времени. Данный парадокс преодолевается путём определения энтропии через формулу Шеннона. Это позволяет формулировать понятие энтропии, как меры вероятности макросостояния замкнутой системы, не прибегая к постулату о равновероятности её микросостояний, используемому при дефиниции энтропии Больцмана [12].

Далее излагается результат компьютерного моделирования наиболее вероятных стационарных макросостояний неэргодических замкнутых систем, в которых термодинамически равновесное планковское излучение спонтанно приобретает анизотропную поляризацию, а также подводятся итог натурных экспериментов по успешному выявлению данного эффекта на реальной физической установке¹.

Система на основе фазовой дифракционной решётки и её недостатки

Предполагалось, что вышеупомянутый эффект может использоваться при пассивной локализации объектов, находящихся в термодинамическом равновесии с окружающей средой (например, в скрытых системах безопасности и т. п.). Для этого данные объекты должны быть "маркированы" дифракционными решётками, поверхность которых становится видимой при наблюдении их через тепловизор с поляризационным фильтром [1]. Однако описанное техническое решение имеет ряд существенных недостатков. Главная проблема заключается в том, что анизотропия поляризационных параметров диффузного фотонного газа, возникающая после его взаимодействия с дифракционной решёткой, хорошо проявляется, если данный газ монохромный. Но состояние термодинамического равновесия характеризуется тепловым излучением с планковским распределением частот. При этом дифракционные порядки рассеяния фотонов, принадлежащих различным участкам спектра, в очень значительной степени (около 95-98%) компенсируют друг друга на уровне суммарной энергетической яркости. До этого даже выдвигалось не подтвердившееся предположение о том, что такая взаимная компенсация в обязательном порядке может достигать 100% [1], не позволяя, например, наблюдать прогнозируемый эффект через тепловизоры с матрицами болометрического типа².

На рис. 1 приведён ряд графических изображений, иллюстрирующих данное обстоятельство. Каждый график построен в полярной системе координат так, что его центр соответствует нулевому значению угла отражения при внешнем обзоре поверхности дифракционной решётки. Величина угла отражения пропорциональна полярному радиусу, и на периферии графика значение этого угла приближается к 90°. Азимутальный угол наблюдения поверхности решётки определяется полярным углом.

Исходное световое поле представляет собой диффузное излучение с общим числом фотонов в статистическом испытании $N = 285\,749\,842$. Индикатриса 1а описывает

¹ Ранее было подтверждено наличие подобного эффекта для монохромного случая [2].

² Данное предположение явилось причиной того, что в первой экспериментальной установке [2] объектом исследования стал предварительно стохастизированный монохромный фотонный газ, а не реальное тепловое излучение с планковским спектром.

угловое распределение яркости монохромного (длина волны $\lambda = 10$ мкм) диффузного светового поля, отражаемого от идеально проводящей фазовой линейной решётки (шаг $d = 8.200$ мкм, полная глубина синусоидального профиля микрорельефа $h = 3.116$ мкм, штрихи микрорельефа ориентированы вертикально). Этот график автоматически масштабируется так, чтобы максимальным образом выявлять все имеющиеся контрасты плотности рассеянного светового потока. На изображении индикатрисы **1а** присутствуют лишь бессистемные проявления флуктуаций, в соответствии с законом Ламберта не образующие каких-либо устойчивых макроскопических градиентов [1].

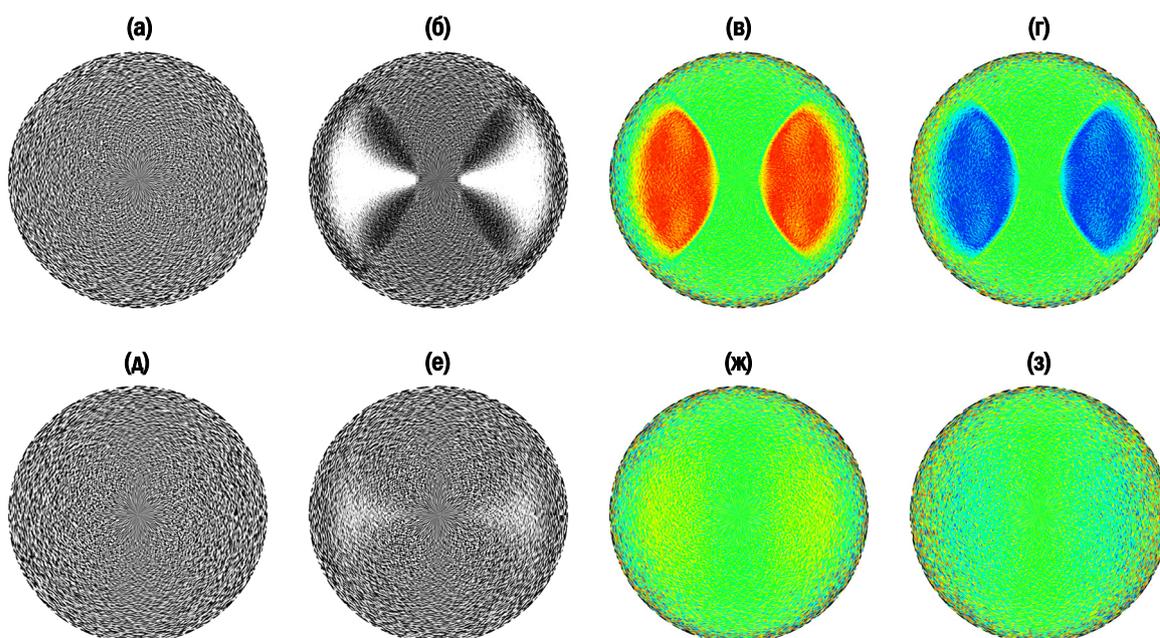


Рис. 1. Поляризационные характеристики изначально диффузного светового поля, рассеиваемого фазовой дифракционной решёткой с целью пассивной локации маркированного объекта:

- Верхний ряд (1а-1г) содержит информацию для монохромного светового поля;
- Нижний ряд (1д-1з) содержит информацию для светового поля с планковским спектром.

На рис. **1б** приведено изображение расчётной плотности вероятности угла поляризации α , определяемого как арктангенс отношения амплитуд взаимно ортогональных компонент электрического вектора в произвольной системе координат [11]. Этот график содержит сильно выраженные градиенты, вызываемые дифракцией монохромного излучения на отражательной решётке.

На рис. **1в** и **1г** представлены изображения, соответственно, *S*- и *P*-индикатрис, которые, согласно компьютерному прогнозу, можно наблюдать на экране тепловизора, снабжённого поляризационным фильтром (анализатором), – как результат дифракции монохромного диффузного излучения на решётке.

Для сравнения на рис. **1** приведён второй ряд графических изображений (**1д**, **1е**, **1ж** и **1з**), содержащих информацию, аналогичную размещённой в первом ряду (см. рис. **1а**, **1б**, **1в** и **1г**), но соответствующую случаю не монохромного, а планковского спектра изотропного фотонного газа, полностью отвечающего определению термодинамически равновесного излучения с температурой 290°К. Содержание графиков **1ж** и **1з** свидетельствует о том, что рассмотренная методология эксперимента практически не

пригодна для работы с реальным излучением, обладающем протяжённым (планковским) спектром. Использование же на входе в тепловизор наряду с анализатором ещё и частотного узкополосного фильтра (для выделения монохромной компоненты), скорее всего, приведёт к фатальному падению величины анализируемого сигнала, исходный уровень которого и так невелик при типичной температуре окружающей среды $\sim 300^\circ\text{K}$.

Из других недостатков использования дифракционных решёток для поляризации изначально термодинамически равновесного излучения следует упомянуть ещё два:

- Характер распознаваемого тепловизором сигнала сильно зависит от того, под каким ракурсом видна поверхность решётки. Есть такие сочетания углов отражения и азимутальных углов, которые образуют, своего рода, "мёртвые зоны", исключая обнаружение поляризационных градиентов даже в среде монохромного излучения.
- Особые требования к геометрии микрорельефа дифракционной решётки могут существенно увеличивать её стоимость, поскольку наряду с шагом и глубиной этого микрорельефа регламентируется строго синусоидальная форма его профиля [2]. Кроме того, данный микрорельеф весьма уязвим перед любым внешним воздействием и может быть легко повреждён. Использование же каких-либо защитных покрытий на поверхности решётки способно существенно снизить или даже полностью исключить проявление рассматриваемого поляризационного эффекта.

Неэргодическая система на базе плоского диэлектрического зеркала

В ходе имитационного моделирования наиболее вероятных макросостояний замкнутых физических систем обнаружилось, что дифракционная поляризация на регулярных структурах не является единственным механизмом, способствующим появлению неэнтропийных процессов в таких системах. Подобные возможности выявлены и у конструкций, в которых в качестве оптических элементов вместо решёток используются диэлектрические зеркала. В этом случае разрыв фазовых траекторий частиц, необходимый для появления у системы неэргодических свойств, происходит в процессе преодоления фотонами границы между внутренним объёмом зеркала и внешней средой.

Рассмотрим простейший вариант замкнутой системы с оптическим элементом в виде плоского диэлектрического зеркала. Компьютерная модель такой системы, изначально находящейся в состоянии термодинамического равновесия, прогнозирует спонтанное возникновение анизотропной поляризации, заметной при наблюдении поверхности зеркала под углом отражения, равном углу Брюстера. Указанная анизотропия заключается в нарушении равных пропорций между S - и P -компонентами фиксируемого излучения, что может быть выявлено при его фильтрации анализатором.

Ожидаемый эффект должен быть тем сильнее, чем больше значение коэффициента преломления у материала диэлектрического зеркала. Наиболее подходящие для этой цели германий Ge и селенид цинка ZnSe имеют коэффициенты преломления, которые в пределах их окон внутреннего пропускания мало зависят от частоты излучения. Таким образом, различным частотам планковского спектра будут соответствовать примерно одни и те же величины угла Брюстера¹, т. е., в отличие от поляризации на дифракционной решётке, здесь самокомпенсация проявлений анизотропии будет выражена слабо.

¹ Угол Брюстера θ_{Br} зависит от отношения коэффициентов преломления материала диэлектрического зеркала n и окружающей его среды n_0 : $\theta_{\text{Br}} = \arctan(n/n_0)$.

Для максимально полного соответствия свойств исследуемой имитационной модели прогнозируемым характеристикам реальной физической системы, было решено использовать особый фактор, стохастизирующий параметры фотонного газа в толще диэлектрического зеркала (см. описание германиевого оптического Ge-окна к рис. 5.1).

На рис. 2 дана принципиальная схема физической установки, предназначенной для выявления прогнозируемого эффекта (её конкретную реализацию см. на рис. 5).

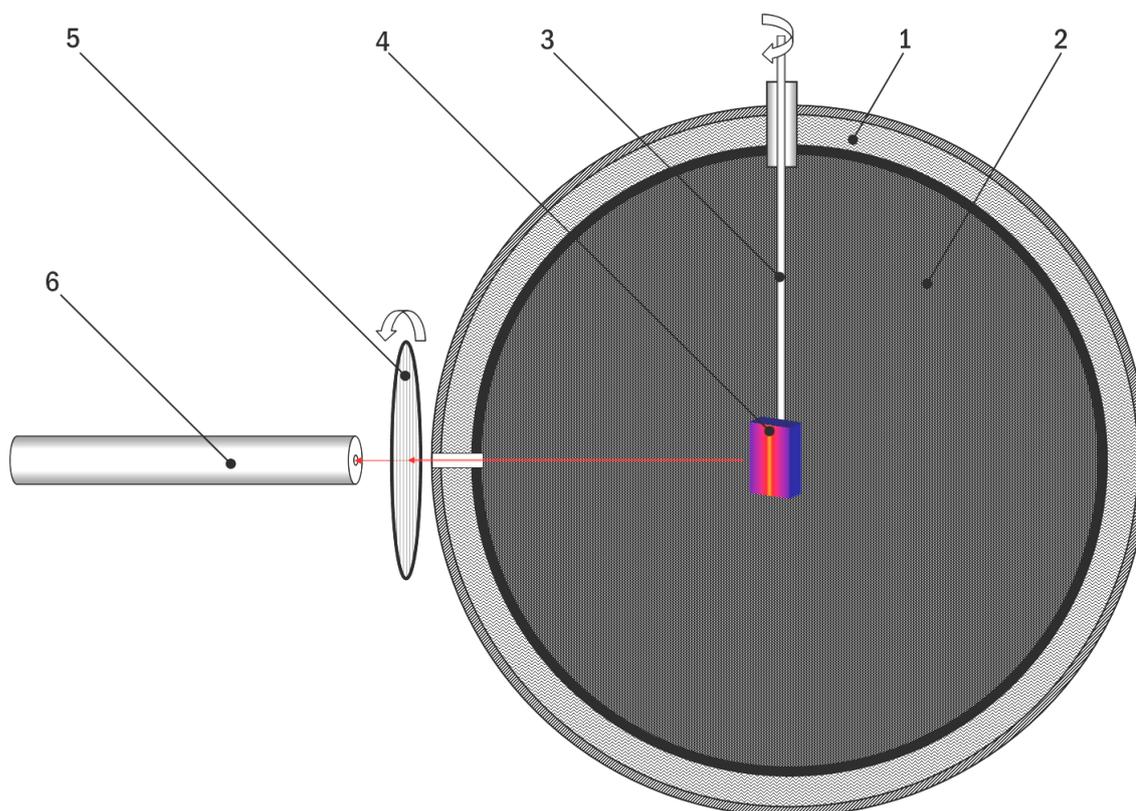


Рис. 2. Схема экспериментальной установки на основе плоского диэлектрического зеркала

Перечень элементов установки:

1. Термостатированный фотометрический полый шар, ограничивающий квазизамкнутую систему¹. Оболочка шара, содержащая толстый слой теплоизоляции, минимизирует воздействие внешних тепловых потоков на размещённые внутри него объекты.
2. Внутренняя поверхность шара 1, покрытая поглощающим материалом со свойствами, близкими к свойствам абсолютно чёрного тела. Это, например, может быть Vantablack™ – специальная субстанция из углеродных нанотрубок, характеризующаяся полным интегральным коэффициентом отражения $\sim 0.045\%$ [4].
3. Цилиндрический стержень, способный вращаться вокруг своей оси. Служит для размещения прикреплённого к нему диэлектрического зеркала 4 в центре шара 1.

¹ Здесь имеется ввиду то, что квазизамкнутый характер физической системы допускает получение внешним наблюдателем информации о её внутреннем состоянии.

Изменение угла, под которым оптическая ось входной апертуры регистрирующего прибора 6 ориентирована к плоскости зеркала 4, выполняется поворотом стержня 3.

4. Основной оптический элемент, представляющий собой плоское диэлектрическое зеркало из материала с высоким коэффициентом преломления и окном внутреннего пропускания шириной, как минимум, 8-14 мкм (наиболее подходит германий Ge). Зеркало не должно иметь просветляющих и иных покрытий на рабочей поверхности!
5. Анализатор инфракрасной области излучения в диапазоне 8-14 мкм. Должен иметь возможность поворота вокруг своей оптической оси. Компоненты излучения, отфильтрованные для регистрирующего прибора 6, определяются сочетанием угла пропускания этого анализатора с текущей ориентацией диэлектрического зеркала 4.
6. Регистрирующий прибор, например, тепловизор с рабочим диапазоном $\lambda \approx 8-14$ мкм или низкотемпературный ($\sim 300^\circ\text{K}$) радиационный пирометр полного излучения. Вариант с тепловизором обладает большей наглядностью фиксируемой информации. Он лучше подходит для получения результатов качественного характера (см. рис. 5).

Данная экспериментальная установка способна выявить избыток энергетической яркости S -компоненты или соответствующий провал яркости P -компоненты¹ в составе радиационного потока, фиксируемого прибором 6 в процессе вращения зеркала 4. Эти вариации, согласно расчёту, будут достигать величины $\pm 4.0\%$ для зеркала из селенида цинка ZnSe (угол Брюстера $\approx 67.4^\circ$) и $\pm 5.6\%$ – для зеркала из германия Ge (угол Брюстера $\approx 76.0^\circ$). Отклонения столь значительного масштаба соответствуют таким макроскопическим градиентам температур, которые могут быть надёжно зарегистрированы, например, бытовым тепловизором или пирометром с умеренной чувствительностью.

Система с диэлектрическим зеркалом сферической формы

Использование диэлектрического зеркала сферической формы позволяет одновременно наблюдать на участках его поверхности с различным азимутом как избыток, так и провал яркости у поляризационных S - и P -компонент, содержащихся в составе теплового излучения, идущего со стороны указанных участков под углом Брюстера. В качестве регистрирующего прибора следует применить тепловизор, снабжённый поляризационным фильтром. Прогнозируемый эффект в данном случае должен быть одинаково хорошо заметен при любом угловом ракурсе между тепловизором и зеркалом.

На рис. 3 приведены сравнительные результаты моделирования взаимодействия сферического германиевого зеркала как с монохромным, так и с планковским диффузным излучением, причём порядок и смысловое содержание полярных графиков здесь соответствуют тем, которые были ранее представлены на рис. 1.

Индикатриса 3а описывает угловое распределение яркости монохромного (длина волны $\lambda = 10$ мкм) диффузного светового поля, фиксируемого для всех наблюдаемых ракурсов сферического зеркала. На изображении индикатрисы видны только проявления флуктуаций, не создающие каких-либо устойчивых макроскопических градиентов.

На рис. 3б дан график расчётной плотности вероятности угла поляризации α . Это изображение содержит выраженные макроградиенты, обусловленные диспропорцией

¹ Эти соотношения прогнозируются относительно равных пропорций поляризационных компонент, что имеет место при наличии термодинамического равновесия в системе.

между поляризационными S - и P -компонентами в потоке излучения, идущего со стороны диэлектрического зеркала под углом Брюстера¹ к его поверхности.

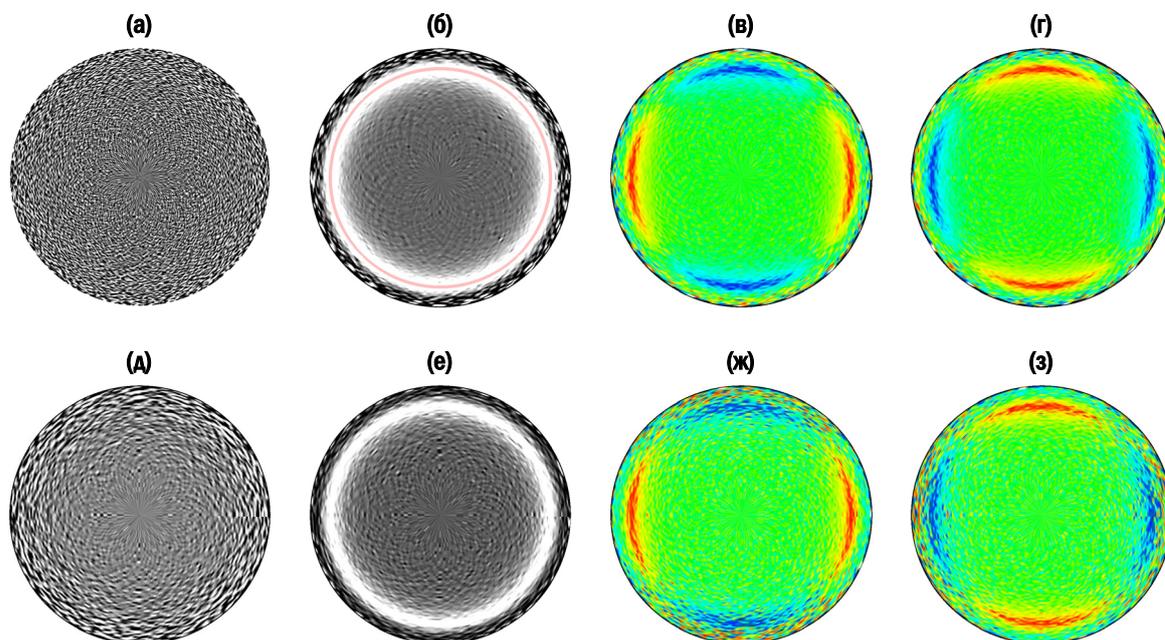


Рис. 3. Поляризационные характеристики, аналогичные приведённым на рис. 1, но для случая использования сферического диэлектрического зеркала вместо дифракционной решётки.

На рис. 3в и 3г представлены изображения, соответственно, S - и P -индикатрис, которые, согласно компьютерному прогнозу, можно наблюдать на экране снабжённого анализатором тепловизора как результат поляризации монохромного диффузного излучения с помощью диэлектрического зеркала.

Для сравнения на рис. 3 приведён второй ряд графических изображений (3д, 3е, 3ж и 3з), содержащих информацию, аналогичную показанной в первом ряду (см. рис. 3а, 3б, 3в и 3г), но соответствующую случаю не монохромного, а планковского спектра изотропного фотонного газа, отвечающего определению термодинамически равновесного излучения с температурой 290°К. Содержание графиков 3ж и 3з свидетельствует о том, что методология эксперимента с использованием диэлектрического зеркала вполне пригодна для работы с реальным излучением, обладающим протяжённым спектром.

Эффективность проявления негэнтропийного эффекта может быть проиллюстрирована на примере прогнозируемых результатов применения в экспериментах диэлектрических зеркал сферической формы, выполненных из материалов с различными коэффициентами преломления " n ". На рис. 4 представлены ожидаемые картины, которые в ранее заданных условиях (равновесное излучение, $T = 290^\circ\text{K}$) можно будет наблюдать на экране тепловизора, снабжённого поляризационным фильтром.

На рис. 4а дан прогноз изображения S -компоненты поляризованного излучения, идущего со стороны диэлектрического зеркала, выполненного из монокристаллического германия Ge. Ниже этого изображения приведён график (рис. 4г) относительной

¹ Углы отражения от поверхности диэлектрического зеркала, равные углу Брюстера, отмечены на полярном графике рис. 3б красной кольцевой линией.

яркости¹ той части излучения, которая наблюдается под углом отражения θ (вертикальной чертой отмечено значение угла Брюстера $\theta_{Br} \approx 75.98^\circ$). Для сравнения на рис. 4б и 4д представлены аналогичные характеристики зеркала из поликристаллического селенида цинка ZnSe, а на рис. 4в и 4е – для зеркала из фтористого бария BaF₂. Ожидаемая вариация температур, фиксируемая тепловизором относительно исходного значения $T = 290^\circ\text{K}$, составит для зеркала из германия $\pm 5.59^\circ\text{K}$ ($n \approx 4.00$), для зеркала из селенида цинка $\pm 4.03^\circ\text{K}$ ($n \approx 2.41$) и для зеркала из фтористого бария $\pm 0.03^\circ\text{K}$ ($n \approx 1.40$).

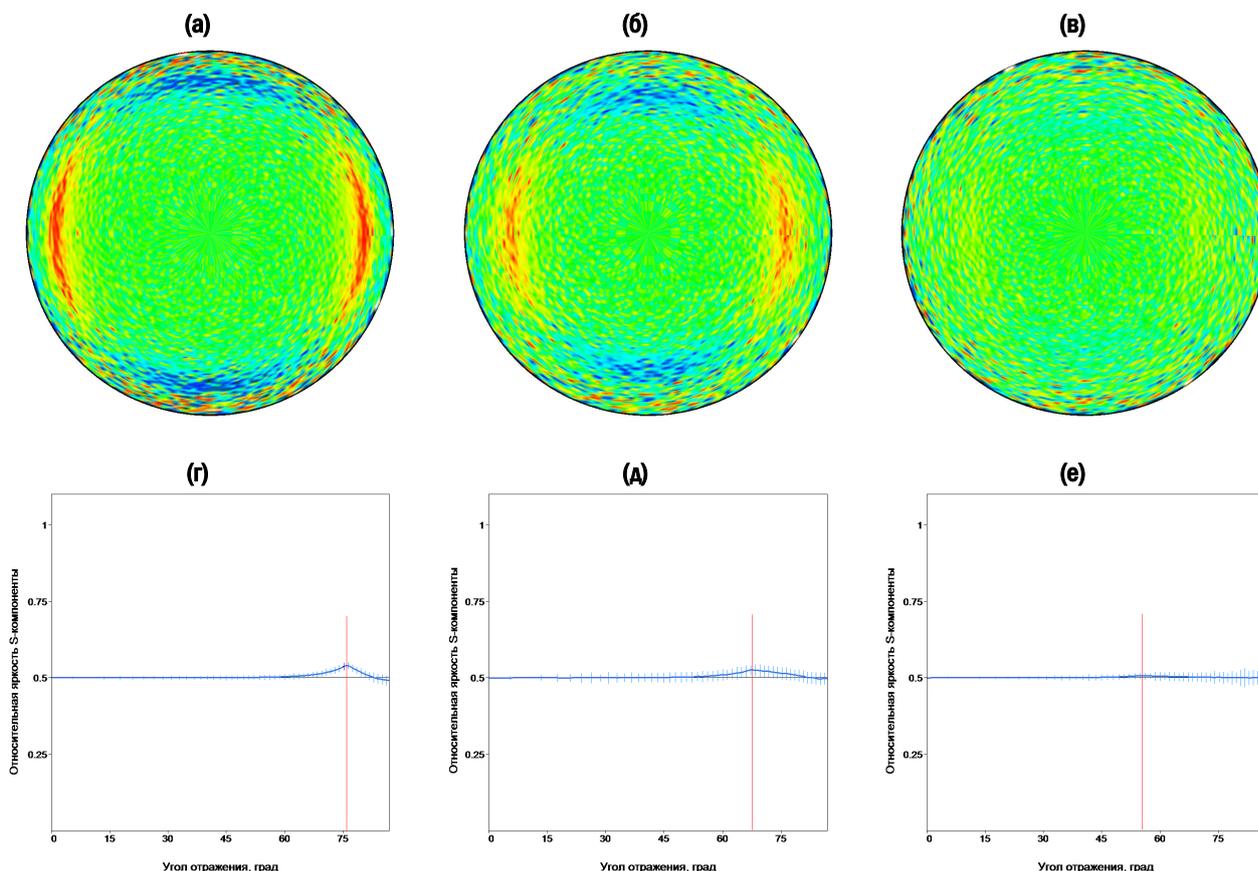


Рис. 4. Прогнозируемые изображения S -индикатрис для зеркал, выполненных из Ge ("а"), ZnSe ("б") и BaF₂ ("в"), а также графики радиальных сечений этих индикатрис в горизонтальной плоскости.

Если, например, дисперсию на графике 4г считать мерой достоверности значения математического ожидания энергетической яркости для Ge, то её девиация может быть флуктуационным проявлением равновесного состояния с вероятностью менее 10^{-4} .

Прямая экспериментальная проверка существования прогнозируемого эффекта

Проверка самого факта существования ожидаемого эффекта была выполнена по модифицированной схеме, а именно: в качестве основного оптического элемента вместо образца сферической формы было использовано так называемое "окно" – плоская пластина из монокристаллического германия оптического качества. На рис. 5 даны фотографии частей собираемой экспериментальной установки, представляющей собой ква-

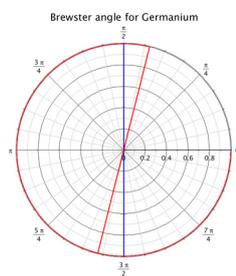
¹ В состоянии термодинамического равновесия относительная доля энергетической яркости каждой из поляризационных компонент – тождественно равна $1/2$.

зизамкнутую физическую систему, исходное состояние которой было искусственно «приготовлено» близким к состоянию термодинамического равновесия ($\Delta T \approx \pm 0.2^\circ\text{K}$).

1. Германиевое "окно"



2. Азимутальная карта



3. Николь - анализатор



4. Тепловизор SATIR D300



5. Положение Ge-окна (1), размещённого на карте (2) под углом Брюстера к входной апертуре анализатора (3)

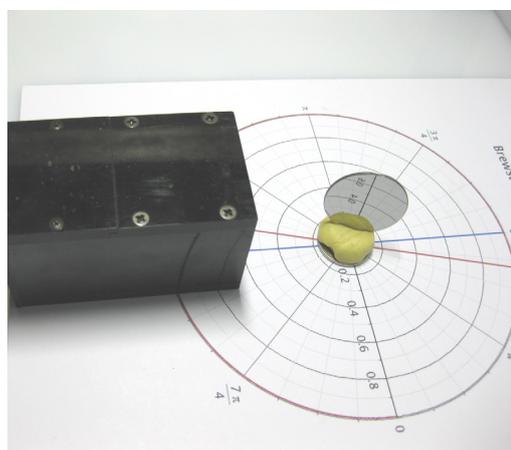
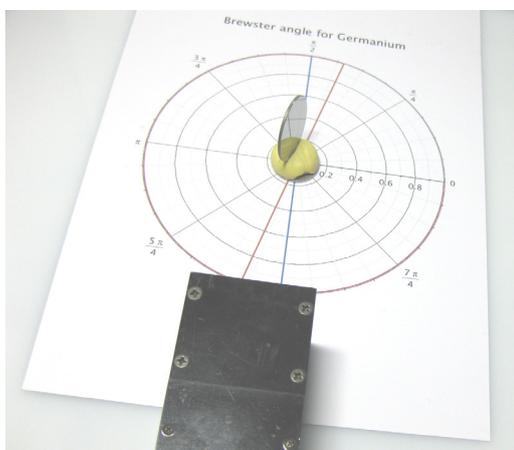


Рис. 5. Компоненты установки, предназначенной для обнаружения прогнозируемого эффекта в реальной физической системе с умерено однородным температурным полем ($\Delta T \approx \pm 0.2^\circ\text{K}$)

Перечень комплектующих элементов установки:

1. Германиевое "окно" – плоский диск из оптически чистого германия. Его рабочая сторона полирована и не имеет каких-либо просветляющих или защитных покрытий. Обратная сторона Ge-окна специально матирована для создания на ней хаотического микрорельефа. Это сделано с целью стохастизации фотонного газа в толще данного образца, что приближает параметры физического эксперимента к расчётной модели.
2. Азимутальная карта – графическое изображение индикатрисы, служащее для задания угла отражения, под которым анализатор (см. п. 3) "видит" поверхность Ge-окна.
3. Николь - анализатор (призма Николя). Имеет такую особенность, как выделение только одной наблюдаемой поляризационной компоненты из потока излучения. Не исключено, что подобная сепарация компонент является тем механизмом, который позволяет наряду с поляризационной невзаимностью (анизотропия изоэнергетических состояний замкнутых систем) получить и результат амплитудной невзаимности (сравните средние энергетические яркости изображений в апертурах на рис. 6д и 6е).
4. Тепловизор "SATIR D300" – прибор фирмы SATIR™ Europe (Ireland) LTD.
5. Снимки, поясняющие взаимное угловое расположение элементов 1, 2 и 3 установки.

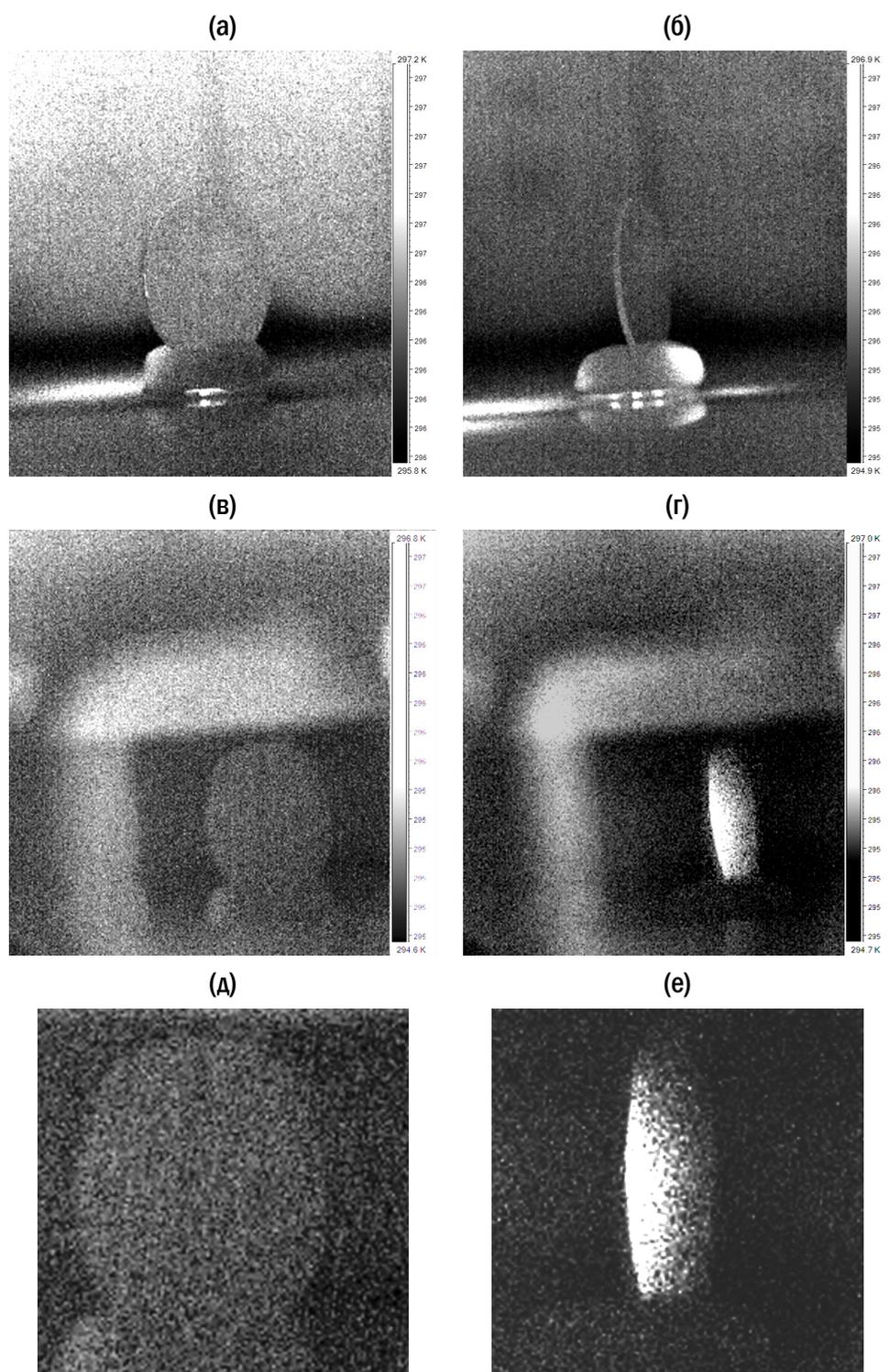


Рис. 6. Спонтанная поляризация собственного излучения квазизамкнутой физической системы:

- а: Ge-окно в открытом кофре (без анализатора), ракурс наблюдения его поверхности 45°
- б: Ge-окно в открытом кофре (без анализатора), его поверхность видна под углом Брюстера
- в: передняя панель анализатора, Ge-окно стоит под углом 45° к его входной апертуре
- г: передняя панель анализатора, Ge-окно стоит под углом Брюстера к его входной апертуре
- д: снимок крупного плана выходной апертуры анализатора, угловой ракурс Ge-окна 45°
- е: крупный план выходной апертуры анализатора, Ge-окно видно под углом Брюстера $\approx 76^\circ$

Пояснения к результатам эксперимента, представленным на рис. 6

На рис. 6 приведены два основных результата выполнения эксперимента в максимально изолированной (практически замкнутой) физической системе: например, для защиты установки от внешних излучений применялся специальный кофр и т. д. Исход каждого из этих экспериментов определялся выбранным значением угла отражения, под которым входной канал анализатора "видел" рабочую поверхность Ge-окна (см. рис. 5.5):

- угол отражения 45° (см. рис. 6а) не приводил к какому либо отклонению от изотропности поляризационных свойств планковского излучения, характеризующего исходное состояние термодинамического равновесия физической системы (рис. 6в и 6д);
- угол отражения, равный углу Брюстера $\approx 76^\circ$ для Ge (см. рис. 6б), вызывал устойчивое нарушение изотропности поляризационных параметров в итоговом, наиболее вероятном (но теперь не термодинамически равновесном) состоянии системы (рис. 6г и 6е).

Осуществление эксперимента в таком избыточно строгом варианте (см. рис. 6), когда система максимально возможным образом изолирована от окружающей среды, является необходимым шагом для проверки корректности получаемых результатов. Однако после успешного выполнения этой проверки становится допустимым обоснованное смягчение условий проведения работ с реальными оптическими элементами.

Например, отказ от использования любого освещения во время съёмок приводил к проблемам при автофокусировке на Ge-окно, когда оно пребывает в термодинамическом равновесии со средой, что визуально проявляется в форме бесструктурного шума (см. рис. 6в и 6д). Проблема была решена путём применения слабого служебного освещения, направляемого со стороны тепловизора перпендикулярно передней панели анализатора. При этом автофокусировка осуществлялась на фронтально освещаемые (и потому хорошо видимые на фоне стохастических флуктуаций) конструктивные элементы во внутреннем канале анализатора. В то же время используемые в экспериментах углы отражения от Ge-окна (45° или 76°) практически исключали увеличение яркости этого окна при освещении, направляемом со стороны тепловизора. Германиевое окно является эффективным диэлектрическим зеркалом. В указанных ракурсах оно отражает такой фронтально ориентированный свет либо поперёк оптической оси анализатора (если угол отражения был 45° , см. рис. 6а), либо вообще в противоположном от тепловизора направлении (если угол отражения был равен углу Брюстера: 76° , см. рис. 5.5 и рис. 6б). Это позволило получить чёткие снимки искомым артефактов¹ (см. рис. 7).

Пояснения к результатам эксперимента, показанным на рис. 7

На рис. 7 изображены четыре типичных результата эксперимента. Исход каждого из них определялся выбранным сочетанием двух следующих угловых характеристик:

- угла отражения, под которым анализатор "видит" рабочую поверхность Ge-окна,
- угла поворота поляризационной плоскости пропускания Николь-анализатора.

¹ Здесь под *артефактом* понимается некий процесс, который в текущих условиях принято считать невозможным (по аксиоматическим причинам) или чрезвычайно маловероятным (флуктуации). Визуальное проявление такого артефакта представляет собой инфракрасное изображение поверхности германиевого окна, имеющего форму диска (см. рис. 5.1) и наблюдаемого почти параллельно плоскости данного диска (т. е. под углом Брюстера 76°). Прогнозируется, что при этом ракурсе энергетическая яркость поляризационной S -компоненты на 5% превысит яркость такой же компоненты, излучаемой физической системой в состоянии её термодинамического равновесия.

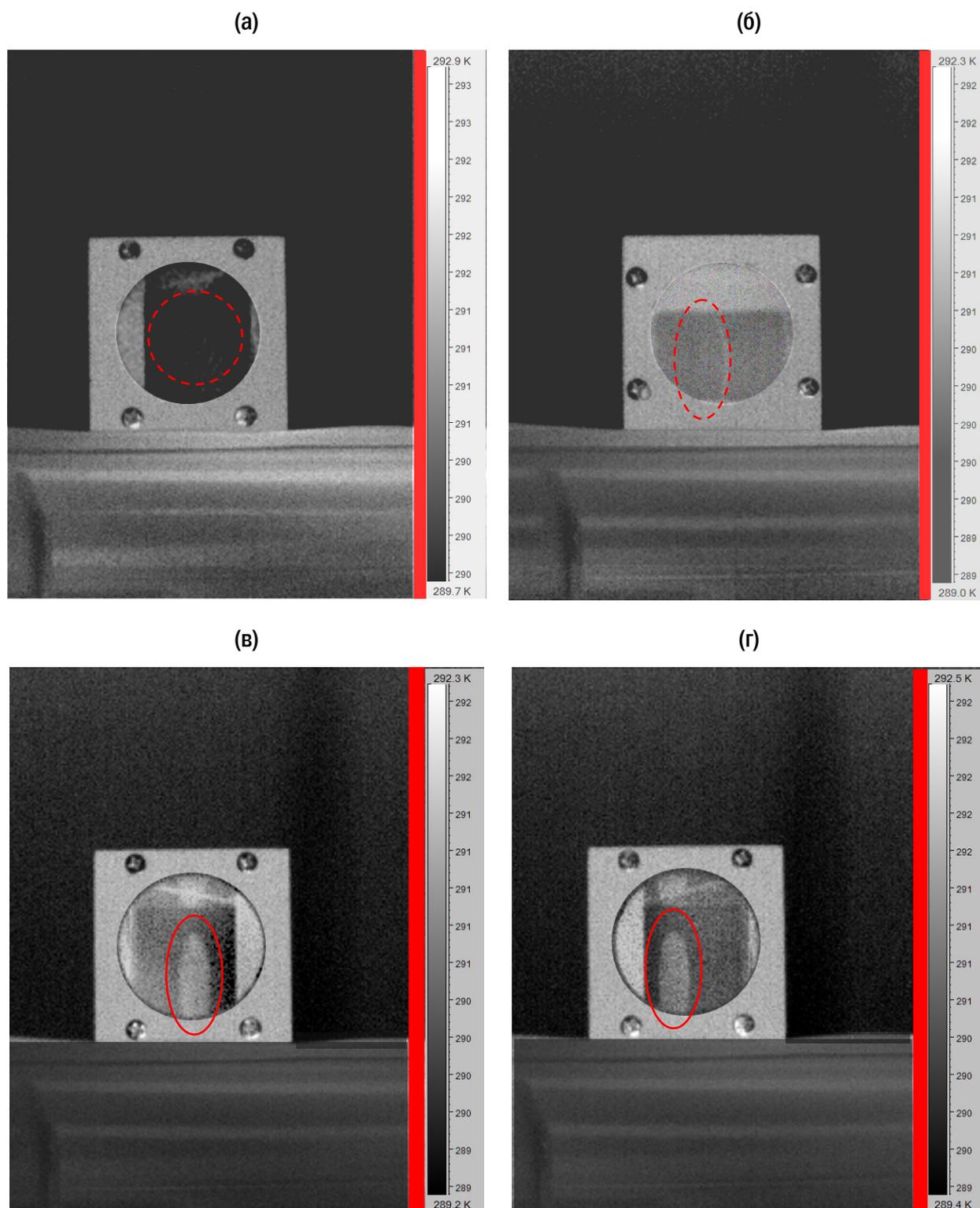


Рис. 7. Спонтанная поляризация термодинамически квазиравновесного планковского излучения, взаимодействующего с пластиной германиевого окна в реальной физической системе:

- а: угол поворота оси анализатора: 180° , поверхность Ge-окна видна под ракурсом 45°
- б: угол поворота оси анализатора: 090° , поверхность Ge-окна видна под ракурсом 76°
- в: угол поворота оси анализатора: 000° , поверхность Ge-окна видна под ракурсом 76°
- г: угол поворота оси анализатора: 180° , поверхность Ge-окна видна под ракурсом 76°

- а. Угол поворота анализатора¹ на 180° формально позволяет зафиксировать анизотропную поляризацию в составе излучения, идущего от оптического элемента. Однако сама данная поляризация здесь отсутствует ввиду того, что угол отражения исследуемого потока от Ge-окна назначен отличным от угла Брюстера (45° вместо 76°).
- б. Угол поворота анализатора на 90° не даёт возможности увидеть наличие анизотропной поляризации в составе излучения, исходящего от оптического элемента. При этом сама упомянутая анизотропия тут реально существует, поскольку угол отражения тепловой радиации от Ge-окна принят равным углу Брюстера. Однако проявление данной анизотропии для такого угла поворота Николь-анализатора связано с поляризационной компонентой, которая принудительно гасится в Николе. На рис. 7б красной пунктирной линией обведено предполагаемое место на апертуре, где визуально проявился бы артефакт, как если бы применяемый Николь-анализатор не поглощал вторую поляризационную компоненту проходящего через него излучения².
- в. Угол отражения исследуемого потока от Ge-окна принят равным углу Брюстера. Угол поворота анализатора на 0° по отношению к плоскости пропускания даёт возможность наблюдать анизотропную поляризацию в составе излучения, идущего от оптического элемента (этот артефакт обведён на рис. 7в сплошной красной линией).
- г. Угол отражения внешней тепловой радиации от Ge-окна здесь также принят равным углу Брюстера. Поэтому угол поворота анализатора на 180° к плоскости пропускания тоже обеспечивает возможность увидеть картину анизотропной поляризации (соответствующий артефакт обведён на рис. 7г сплошной красной линией).

Таким образом, результаты всех физических экспериментов находятся в согласии с прогнозами, ранее полученными при имитационном моделировании данных опытов.

Обнаруженные закономерности параметров фазового пространства

Проявления анизотропии фотонного газа, ранее обнаруженные при анализе наиболее вероятных стационарных состояний замкнутых систем, обусловлены особыми значениями угла поляризации α . Замечено, что вариации данного угла не могут носить произвольный характер. В частности функциональный интеграл (1), вычисляемый по объёму доступного такой³ системе фазового пространства, всегда обладает свойством:

$$\int_0^{\pi/2} \cos(\alpha)^2 g(\alpha) d\alpha \equiv \frac{1}{2} \quad (1)$$

где неотрицательная функция $g(\alpha)$ - это плотность вероятности угла поляризации.

¹ Следует отметить, что угол поворота анализатора является здесь менее однозначной характеристикой, чем угол отражения от Ge-окна. Если угол отражения будет хотя бы на 2-3 градуса отличаться от брюстеровского значения, то искомый эффект уже никак не проявит себя. Что же касается конкретных значений углов пропускания и запираания для анализатора, то они сильно зависят как от конструкции самого анализатора, так и от характера поляризационной анизотропии исследуемого потока излучения.

² Возможно, что подобная амплитудная невзаимность допускает направленный перенос энергии излучения между разными частями термодинамически равновесной системы.

³ Это свойство не актуально, если система не замкнута или далека от стационарности.

Для состояния термодинамического равновесия $g(\alpha)$ имеет единственно допустимый (в соответствии с аксиоматикой статистической физики) вид:

$$g(\alpha) = \sin(2\alpha) \geq 0, \quad \int_0^{\pi/2} g(\alpha) d\alpha = 1, \quad \forall \alpha \in [0, \pi/2] \quad (2)$$

Разумеется, при такой дефиниции плотности вероятности невозможно появление в системе каких-либо градиентов у количественного соотношения S - и P -компонент. Попробуем теперь ввести модифицированный вариант плотности вероятности $G(\alpha)$, который бы отвечал тождеству (1) и нормировке (2), но при этом позволял варьировать угол поляризации α максимально свободным образом:

$$G(\alpha) = g(\alpha) + R(\alpha) \geq 0, \quad \forall \alpha \in [0, \pi/2] \quad (3)$$

Разложим в ряд Фурье функцию $R(\alpha)$, добавленную в состав $G(\alpha)$:

$$R(\alpha) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (b_k \sin(k\alpha) + a_m \cos(m\alpha)) \quad (4)$$

Тогда ограничения на гармоники, разрешённые для функции $R(\alpha)$, выглядят так:

$$\int_0^{\pi/2} G(\alpha) d\alpha = \int_0^{\pi/2} \sin(2\alpha) + R(\alpha) d\alpha \equiv 1 \quad (5)$$

$$\int_0^{\pi/2} \cos^2(\alpha) R(\alpha) d\alpha \equiv 0, \quad \forall a_m \quad (6)$$

Окончательный вид функции $G(\alpha)$ с учётом условий (5) и (6):

$$G(\alpha) = \sin(2\alpha) + \sum_{m=4,6,\dots}^{\infty} a_m \cos(m\alpha) \geq 0, \quad \forall \alpha \in [0, \pi/2] \quad (7)$$

На рис. 8 приведены графики для четырёх случаев плотностей вероятности углов поляризации. Синими линиями отмечены равновесные состояния $g(\alpha)$. Кружками обозначены данные имитационных компьютерных моделей. Красными линиями выполнена аппроксимация этих данных с помощью функции $G(\alpha)$, область допустимых значений (ОДЗ) которой содержит лишь около одной четверти всех существующих гармоник ряда Фурье (4). Тем не менее, разрешённых гармоник (7) оказывается вполне достаточно для того, чтобы точно соответствовать моделируемым параметрам, учитывая даже проявления флуктуаций. Такой результат однозначно доказывает принадлежность рассчитываемых состояний к множеству, соответствующему условию (1).

Полученные данные иллюстрируют ранее сделанные выводы о различной эффективности отражающих фазовых дифракционных решёток и диэлектрических зеркал для поляризации диффузного фотонного газа с планковским спектром. На рис. 8а и 8в видно, насколько существенно отличаются плотности вероятностей $G(\alpha)$, формируемые из исходных распределений $g(\alpha)$ для планковского фотонного газа, и для монохромного излучения. Анизотропная трансформация излучения с планковским спектром проявляется большей частью именно при использовании в качестве оптического элемента диэлектрического зеркала (рис. 8г), но не регулярной структуры типа решётки (рис. 8б).

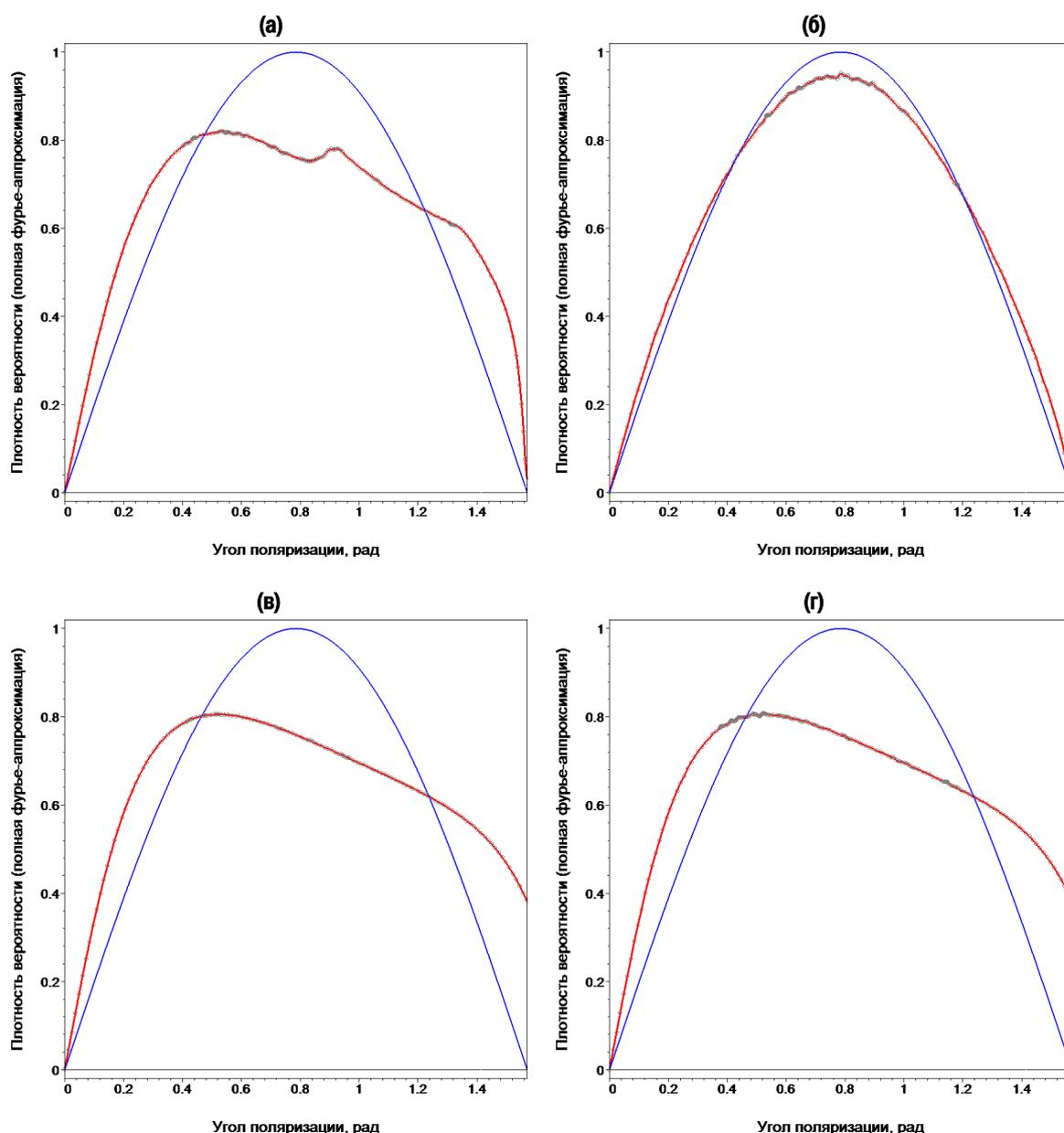


Рис. 8. Графики плотности вероятности угла поляризации $G(\alpha)$ в его области допустимых значений:
 а). $G(\alpha)$ - монохромный фотонный газ после рассеяния на отражающей фазовой решётке
 б). $G(\alpha)$ - планковский фотонный газ после рассеяния на отражающей фазовой решётке
 в). $G(\alpha)$ - монохромный фотонный газ после взаимодействия с диэлектрическим зеркалом
 г). $G(\alpha)$ - планковский фотонный газ после взаимодействия с диэлектрическим зеркалом

Надо особо отметить значимость свойства (1) для замкнутых систем с той точки зрения, что, несмотря на возможность существенной анизотропии угла поляризации в геометрическом пространстве (7), эта анизотропия сама по себе принципиально неспособна привести к появлению градиентов температур в замкнутой системе. Хотя, например, для осмия Os разница в коэффициентах поглощения S - и P -компонент термодинамически равновесного излучения источника типа "А" ($T = 2856^\circ\text{K}$) может достигать почти двукратной величины, никакая анизотропная поляризация, если она проявляется

в сочетании с условием (1), не способна изменить коэффициент поглощения μ . Это происходит потому, что зависимость данного коэффициента от угла поляризации выражается линейной параметрической функцией, в которой одной из переменных выступает коэффициент поглощения μ , а в качестве другой – квадрат косинуса угла α :

$$\mu(\alpha) = \mu_1 \eta(\alpha) + \mu_0, \quad \eta(\alpha) = \cos^2(\alpha) \quad (0.1)$$

где μ_0 и μ_1 - константы, определяющие свойства материала, поглощающего излучение.

Таким образом, если для фазового пространства замкнутой системы справедливо условие (1), то величина коэффициента поглощения μ строго совпадает со значением, характерным для изотропного излучения без каких-либо поляризационных градиентов. Это исключает возникновение разницы температур в данной системе, если только для получения температурного перепада не будет использован какой-либо иной механизм.

Модель одного из таких механизмов предполагает, что помещённая внутрь замкнутой системы диэлектрическая решётка, имеющая глубокий профиль микрорельефа и комплексный показатель преломления материала $\tilde{n} = n + \kappa i$ (κ не равным нулю коэффициентом экстинкции $0 < \kappa < 0.1$), может вызвать эффект "фотонного клапана", а именно: в процессе релаксации система перейдёт к своему наиболее вероятному стационарному состоянию, в котором пропорции между коэффициентами испускания и поглощения излучения решёткой не будут соответствовать закону Кирхгофа. Возникшая в результате амплитудная невязанность проявится как отклонение объёмной концентрации фотонов в окружающем решётку пространстве от значения, определяемого законом Планка, что создаст разницу температур между решёткой и контактирующим с ней излучением.

Выводы

В ходе работ, выполненных по настоящему проекту, был достигнут следующий результат: теоретически обосновано и экспериментально подтверждено существование неэргодических замкнутых физических систем, наиболее вероятные стационарные макросостояния которых зависят от их внутренней организации. Для внешнего наблюдателя подобная девиация проявляется в форме устойчивой поляризационной анизотропии теплового излучения, заполняющего эти системы в указанных макросостояниях.

Дальнейшее развитие данной тематики состоит в анализе значимости полученного результата. Например, изложенное ставит под сомнение всеобщий характер главного аксиоматического принципа статистической физики о равновероятности всех доступных микросостояний в замкнутой системе, что, в свою очередь, не исключает ревизии Н-теоремы Больцмана, представляющей собой статистический аналог Второго закона термодинамики. Разумеется, оценка перспектив, вытекающих из сказанного, должна быть крайне сдержанной. Однако, до сих пор верификация исследуемой имитационной модели не выявила существенных ошибок, а прогнозируемые особые эффекты нашли своё подтверждение в положительных результатах натуральных экспериментов. Поэтому продолжение поисковых работ в принятом направлении следует считать оправданным.

Автор выражает благодарность руководителю Управления научными исследованиями Балтийского технического университета Владимиру Балобану и заместителю главного редактора "Оптического журнала" Александру Тибилову, благодаря организационному содействию которых стала возможной реализация этого проекта.

Данная работа выполнялась при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации (грант № 9.1354.2014/К).

Список использованной литературы

1. **Савуков В. В.** Анизотропная поляризация, прогнозируемая как результат дифракции излучения чёрного тела на отражающей фазовой решётке с идеальной проводимостью // Оптический журнал, 2012, том 79, № 10, с. 7-15.
URL: http://www.savukov.ru/opticjourn_79_10_2012_rus.pdf
URL: http://www.savukov.ru/opticjourn_79_10_2012_eng.pdf
2. **Савуков В. В.** Экспериментальное подтверждение негэнтропийного характера дифракционной поляризации диффузного излучения // Оптический журнал, 2016, том 83, № 12, с. 3-9.
URL: http://www.savukov.ru/opticjourn_83_12_2016_rus.pdf
URL: http://www.savukov.ru/opticjourn_83_12_2016_eng.pdf
3. **Савуков В. В., Голубенко И. В.** Моделирование взаимодействия произвольного светового поля с дифракционной решёткой методом Монте-Карло // Оптический журнал, 2012, том 79, № 7, с. 10-17.
URL: http://www.savukov.ru/opticjourn_79_07_2012_rus.pdf
URL: http://www.savukov.ru/opticjourn_79_07_2012_eng.pdf
4. **Yang Zu-Po, Ci Lijie, Bur James A., Lin Shawn-Yu, Ajayan Pulickel M.** Experimental Observation of an Extremely Dark Material Made By a Low-Density Nanotube Array // Nano Letters, Vol. 8, Issue 2, pp. 446–451. (9 January 2008).
5. **Синай Я. Г.** Динамические системы с упругими отражениями (эргодические свойства рассеивающих бильярдов) // Успехи математических наук, 1970, том 25, № 2 (152), с. 141-192.
6. **Геворгян А. А.** Невзаимность волн в поглощающих многослойных средах // Письма в ЖТФ, том 29, вып 19.
7. **Курилкина С. Н.** Оптическая невзаимность для встречных световых волн при дифракции Брэгга в гиротропных кубических кристаллах // Квантовая электроника, 1995, том 22, № 9, с. 941-945.
8. **Сычѳв А. Н., Малютин Н. Д.** Современные устройства, антенны и отражатели с невзаимными свойствами (обзор) // Журнал радиоэлектроники, 2020, № 11.
9. **Веселовская Т. В., Ключан Е. Л., Ларионцев Е. Г., Парфѳнов С. В., Шелаев А. Н.** Амплитудная и фазовая невзаимности акустооптических модуляторов для встречных световых волн при дифракции Брэгга // Квантовая электроника, 1990, том 17, № 7, с. 823-829.
10. **Кравцов Н. В., Кравцов Н. Н.** Невзаимные эффекты в кольцевых лазерах // Квантовая электроника, 1999, том 27, № 2, с. 98-120.
11. **M. Born, E. Wolf** Principles of optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light // Pergamon Press (Fourth Edition) 1970, 859 p.
12. **Савуков В. В.** Уточнение аксиоматических принципов статистической физики // Деп. ВИНТИ РАН. № 1249-B2004 от 16.07.2004.
URL: http://www.savukov.ru/viniti_1249_b2004_full_rus.pdf